Sitzungsber. Abt. II (1998) 207: 43–52

Von der Vakuumschwankung zu den thermischen Phasen des Kosmos

Von

G. Eder

(Vorgelegt in der Sitzung der math.-nat. Klasse am 18. Juni 1998
durch das w. M. Gernot Eder)

Zusammenfassung

Eine Vakuumschwankung kann während ihrer Expansion gegen kalte Paarerzeugung instabil werden. Bei genügend hoher Teilchenzahl wird der Raum flach. Überschreitet lokal die kinetische Energie den Betrag der potentiellen Energie, so geht der Kosmos in eine späte thermische Phase über. Dadurch werden jene Probleme vermieden, die sich im Standardmodell bei den frühen thermischen Phasen ergeben.

1. Einleitung

Wird das Standardmodell in frühe strahlungsdominierte oder thermische Phasen zurückverfolgt, so erreicht man Stadien, in denen der Horizontradius kleiner als die mittlere freie Weglänge wird. Dadurch sind Temperatur und Druck nicht mehr definiert, obwohl sie in diesen Phasen Extremwerte annehmen sollen. Auch die extreme Flachheit des Raumes kann bloß mit gewaltsamen ad-hoc-Annahmen plausibel gemacht werden. Es soll daher gezeigt werden, daß eine Vakuumschwankung gegen Paarerzeugung durch elektromagnetische Kräfte instabil werden kann. Bei hinreichend großer Teilchenzahl wird die Gravitation dominant; der Weltradius steigt exponentiell mit der Zeit an und es tritt automatisch jener Effekt ein, der im Rahmen eines “inflationären Universums” bloß unter extremen Annahmen erreicht wird. Überschreitet die kinetische Energie lokal den Betrag der potentiellen Energie, so kommt es zu elastischen und inelastischen Stößen (Thermalisierung). Damit wird das Standardmodell bei Temperaturen erreicht, die einerseits im ganzen Raum gleich sind, andererseits keine Kausalitätsprobleme mehr bedingen. Die anschließenden thermischen Phasen gehen schließlich in die Staubphase über. Aus der kritischen Masse für die Kondensation baryonischer Materie und der mittleren Masse einer Riesengalaxis läßt sich sogar die Signatur jener Vakuumschwankung bestimmen, aus der der gegenwärtige Kosmos hervorgegangen ist.

2. Vakuumschwankung

Ladungsartige Zustandsgrößen sind Meßgrößen, die sich additiv aus Teilgrößen zusammensetzen. Eigenwerte dieser Größen lassen sich durch ladungsartige Quantenzahlen ausdrücken. Beispiele sind die zehn klassischen Erhaltungsgrößen (Energie, Impulskomponenten, ...), elektrische Ladung, Leptonenzahl und Baryonenzahl. Als Vakuumschwankung sei ein homogenes und isotropes System definiert, daß sein eigenes Raum-Zeitkontinuum aufspannt und in dem alle ladungsartigen Quantenzahlen verschwinden. Homogenität und Isotropie sind erforderlich, damit die Erhaltungsgrößen definiert sind und ihre Quantenzahlen einen festen Wert, nämlich Null, annehmen können. Selbst die Drehimpulskomponenten haben im trivialen Fall simultane Eigenwerte. Vakuumschwankungen sind voneinander unabhängig; daher ist ihre Anzahl nicht beschränkt.

Geht man aus von einer Schwankung mit dem Radius R, mit 0,5 N_0 positiven und 0,5 N_0 negativen Elektronen, die im Volumen V ein einfach kubisches Gitter mit der Gitterkonstante a aufspannen

$$V = 2\pi^2 R^3, \quad a = (2\pi^2 N_0^{-1})^{1/3} R, \quad N_0 = 2^3, 4^3, 6^3, \ldots, \tag{1}$$

so verschwinden Gesamtladung und Elektronenzahl

$$N(e^-) - N(e^+) = 0.$$

Homogenität und Isotropie sind durch die Gitterstruktur garantiert. Die elektrostatische Energie des Gitters beträgt

$$E_{el} = -N_0 \alpha_1 \frac{\hbar c}{2a} = -\left(\frac{N_0}{2\pi^2}\right)^{4/3} \pi^2 \alpha_1 \frac{\hbar c}{R}, \quad \alpha_1 = \alpha_f A_0 \tag{2}$$

wobei sich die Zahl α_1 aus der Sommerfeldzahl α_f und der Madelungzahl A_0 für das einfach kubische Gitter zusammensetzt. Ergänzt man in der

Einsteingleichung die Gravitationsenergie durch die elektrostatische Energie (2)

$$V\rho(\dot{R}^2+c^2)-\frac{16}{3}\pi^3 G_N\,\rho^2 R^5-\left(\frac{N_0}{2\pi^2}\right)^{4/3}\pi^2\alpha_1\frac{\hbar c}{R}=0, \qquad (3)$$

so verschwindet die Gesamtenergie als ladungsartige Zustandsgröße. G_N ist die Newtonkonstante (Gravitationskonstante). ρ bedeutet die Massendichte. Teilgrößen in der Gleichung (3) sind die kollektive kinetische Energie, die lokale kinetische Energie (unter Einschluß der Ruheenergie) und die potentielle Energie (Gravitationsenergie und elektrische Energie). Da sich die elektrische Energie auch als Modifikation der lokalen kinetischen Energie interpretieren läßt, bleibt die Einsteingleichung in ihrer ursprünglichen Form erhalten.

Bei einer raschen Expansion bleiben die Elektronen räumlich isoliert. Sie können bloß in der Umgebung der mittleren Gitterpunktlage mit einer mittleren kinetischen Energie

$$(\gamma-1)\hbar c\kappa=(\gamma-1)M_e c^2 \quad (\hbar\kappa=M_e c) \qquad (4)$$

oszillieren, wobei M_e die Elektronruhemasse und γ den mittleren lokalen Lorentzfaktor bedeuten. Mit der mittleren Massendichte

$$\rho=\frac{N_0\gamma}{2\pi^2}\frac{\hbar\kappa}{cR^3} \qquad (5)$$

nimmt die Bewegungsgleichung (3) die Form

$$R(\dot{R}^2+c^2)=\frac{4\gamma}{3\pi}N_0\,G_N\frac{\hbar\kappa}{c}+\left(\frac{N_0}{2\pi^2}\right)^{1/3}\frac{\alpha_1}{2\gamma}\frac{c^2}{\kappa} \qquad (6)$$

an. Für

$$N_0<\tilde{N}_0=(2\pi^2)^{-1/2}\left(\frac{8\gamma^2}{3\pi\alpha_1}G_N\frac{\hbar\kappa^2}{c^3}\right)^{-3/2}=\frac{2,655112\cdot 10^{63}}{\gamma^3} \qquad (7)$$

kann das erste Glied auf der rechten Seite der Gleichung (6) vernachlässigt werden. Diese läßt sich dann in der folgenden Parameterdarstellung lösen

$$\begin{aligned}
&t=\frac{b_0}{c}\left[\frac{1}{\gamma_0}(\gamma_0^2-1)^{1/2}-\cos\eta\right] && \\
&\gamma=\gamma_0\sin\eta, && (\cos\eta)^2<1-\gamma_0^{-2} \\
&R=b_0\sin\eta, && \dot{R}=c\cot\eta \qquad (8)\\
&\rho=(\gamma_0\sin\eta)^{-2}\rho_0, && \gamma_0\geq\gamma>1 \\
&b_0=\left(\frac{N_0}{2\pi^2}\right)^{1/3}\frac{\alpha_1}{2\gamma_0\kappa}, && \rho_0=\left(\frac{2\gamma_0^2}{\alpha_1}\right)^3\frac{\hbar\kappa^4}{c}.
\end{aligned}$$

Der Längenparameter b_0 ist der Maximalradius der Schwankung. Er liegt in der Größenordnung des klassischen Elektronradius $\alpha_f \kappa^{-1}$. ρ_0 ist die Massendichte zu Beginn der Schwankung. Die Lebensdauer

$$t_0 = \frac{2}{c} b_0 (1 - \gamma_0^{-2})^{1/2} = \left(\frac{N_0}{2\pi^2}\right)^{1/3} \gamma_0^{-2} (\gamma_0^{-2} - 1)^{1/2} \frac{\alpha_1}{c\kappa} \tag{9}$$

der Schwankung ist wie die Zeitentwicklung der Zustandsgrößen durch die Gesamtzahl N_0 der Elektronen und durch den maximalen Lorentzfaktor γ_0 bestimmt. Man kann daher beide Größen als die Signaturen der Schwankung bezeichnen.

3. Lineare Phase

Eine expandierende Schwankung $(t < 0,5\, t_0)$ kann gegen die Erzeugung von e^+e^--Paaren instabil werden, wobei der Prozeß

$$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$$

der Confinementphase in der Quantenchromodynamik entspricht. Verdoppelt sich die Länge eines Paares, so verachtfacht sich die Gesamtzahl, wobei sich die mittlere Gitterkonstante kaum ändert. Die Beträge der potentiellen und der kinetischen Energie nehmen gleichmäßig zu, weshalb die Gesamtenergie immer verschwindet, obwohl die Gesamtzahl N der Elektronen um viele Größenordnungen zunimmt. Die Gleichung (6)

$$\begin{aligned} \dot{R}^2 + c^2 &= \left(\frac{N}{2\pi^2}\right)^{1/3} \frac{\alpha_1}{2\gamma} \frac{c^2}{\kappa} \quad \text{für} \quad N < \tilde{N}_0 \\ \rho &= \frac{N}{2\pi^2} \frac{\hbar\kappa}{cR^3} \end{aligned} \tag{10}$$

läßt sich in der Form

$$\begin{aligned} R &= (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} ct = R_0 \frac{t}{\tau_0}, & \dot{R} &= (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} c \\ N &= 8\left(\frac{R}{R_0}\right)^{3+3\nu}, & \gamma &= \left(\frac{R}{R_0}\right)^{\nu} \\ n &= \left(2\gamma_0^2 \frac{\kappa}{\alpha_1}\right)^3 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{3\nu}, & \rho &= \left(\frac{2\gamma_0^2}{\alpha_1}\right)^3 \left(\frac{\hbar}{c}\kappa^4\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{4\nu} \\ \tau_0 &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{2/3} \frac{\alpha_1}{2\gamma_0^2(\gamma_0^2 - 1)^{1/2} c\kappa}, & R_0 &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{2/3} \frac{\alpha_1}{2\gamma_0^2 \kappa} \end{aligned} \tag{11}$$

lösen, wobei n die mittlere Dichte der Gesamtzahl N der Elektronen ist. Die Zeitkonstante τ_0 hängt mit der Lebensdauer t_0 der Grundschwankung zusammen

$$t_0 = 2(\gamma_0^2 - 1)\tau_0 \tag{12}$$

R_0 ist der Anfangsradius der Grundschwankung für $N_0 = 8$, wobei diese Wahl keine Einschränkung der Allgemeinheit bedeutet, weil im Lauf der Zeit alle möglichen Anfangswerte (1) durchlaufen werden. Somit verbleibt bloß der Lorentzfaktor γ_0 als Signatur der Ausgangsschwankung. Da der Radius R linear mit der Zeit zunimmt, kann diese erste Confinementphase der Paarerzeugung auch als lineare Phase bezeichnet werden. Grundschwankung und lineare Phase wurden auf Elektronenpaare beschränkt. Aber selbst wenn die Grundschwankung mit vier Proton-Antiprotonpaaren ($p\bar{p}$-Paaren) beginnen sollte, dominieren in der linearen Phase sehr schnell die e^+e^--Paare wegen ihrer kleinen Masse. Es genügt daher, sich auf e^+e^--Paare zu beschränken; $p\bar{p}$-Paare werden immer bloß eine kleine Beimischung bleiben.

Der Parameter ν ist durch die globale Bewegungsgleichung (10) nicht bestimmt, sondern sollte sich aus der speziellen lokalen Dynamik der Paarerzeugung ergeben. So lange die Zahl ν klein genug ist, ändert sich auch kaum Entscheidendes an der kosmischen Dynamik. In den folgenden Überlegungen wird daher

$$N_0 = 8, \quad \nu = 1/18$$

vorausgesetzt. Damit ergeben sich die Gleichungen

$$\begin{aligned}
R &= R_0 \frac{t}{\tau_0}, & n &= \left(2\gamma_0^2 \frac{\kappa}{\alpha_1}\right)^3 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1/6} \\
\dot{R} &= (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} c, & \rho &= \left(\frac{2}{\alpha_1}\gamma_0^2\right)^3 \frac{\hbar}{c}\,\kappa^4 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{2/9} \\
N &= 8\left(\frac{R}{R_0}\right)^{19/6}, & R_0 &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{2/3} \frac{\alpha_1}{2\gamma_0^2 \kappa} \\
\gamma &= \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1/18}, & \tau_0 &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{2/3} \gamma_0^{-2}(\gamma_0^2 - 1)^{-1/2} \frac{\alpha_1}{2c\kappa}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Die lineare Phase ist zeitlich auf das Intervall $t_1 < t < t_2$ beschränkt, wobei zum Zeitpunkt $t = t_1$ die Grundschwankung in die lineare Phase übergeht

$$R_1 = b_0 \sin\eta_1 = R_0 \frac{t_1}{\tau_0} = b_0 \left[\gamma_0^{-1}(\gamma_0^2 - 1) - (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} \cos\eta_1\right]$$

Das bedeutet

$$\begin{aligned} \sin\eta_1 &= \gamma_0^{-3}[\gamma_0^2 - 1 + (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}(2\gamma_0^2 - 1)^{1/2}] < 1 \\ \gamma_0 &> 0,5(5^{1/2} + 1) = 1,618034 \end{aligned} \tag{14}$$

Bloß wenn die Signatur γ_0 der Grundschwankung größer als der goldene Schnitt ist, kann sie in die lineare Phase übergehen. Die lineare Phase endet bei $t = t_2$, wenn nämlich in der verallgemeinerten Gleichung (6)

$$R(\dot{R}^2 + c^2) = \frac{4\gamma}{3\pi} N \mathrm{G_N} \frac{\hbar\kappa}{c} + \left(\frac{N}{2\pi^2}\right)^{1/3} \frac{\alpha_1}{2\gamma} \frac{c^2}{\kappa} \tag{15}$$

das erste und das zweite Glied auf der rechten Seite gleich groß sind

$$\begin{aligned} \frac{R_2}{R_0} &= \frac{t_2}{\tau_0} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/5} \left(\frac{3\alpha_1 c^3}{16\pi \mathrm{G_N} \hbar\kappa^2}\right)^{9/20} = 7,158225 \cdot 10^{18} \\ N_2 &= N(t_2) = 8 \left(\frac{R_2}{R_0}\right)^{19/6} = 4,073556 \cdot 10^{60} \\ \gamma_2 &= \left(\frac{R_2}{R_0}\right)^{1/18} = 11,15550. \end{aligned} \tag{16}$$

In der linearen Phase dominieren lokal und global die elektrischen Kräfte. Die Gesamtzahl der Elektronen wächst von $N_0 = 8$ auf $N_2 = 4 \cdot 10^{60}$. Dann ist die Gesamtmasse so groß, daß für $t > t_2$ die kosmische Dynamik durch die Gravitation beherrscht wird.

4. Exponentielle Phase

Auch die exponentielle Phase ($t_2 < t < t_3$) ist eine kalte Confinement-Phase, in der lokal die elektrischen Kräfte maßgebend sind. Global dominiert die Gravitation. Daher kann das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung (15) vernachlässigt werden

$$\dot{R}^2 + c^2 = \frac{4\gamma}{3\pi} N \mathrm{G_N} \frac{\hbar\kappa}{cR} = \frac{8\pi}{3} \mathrm{G_N} \rho R^2 \quad \text{für} \quad N > N_2. \tag{17}$$

Mit der Hubblekonstante H, der kritischen Massendichte ρ_c und dem Dichteparameter Ω

$$H = \frac{\dot{R}}{R}, \quad \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N}, \quad \Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \tag{18}$$

läßt sich die Gleichung (17) in der folgenden Form lösen

$$\begin{aligned}
R &= (c/\lambda)\cosh[\lambda(t+\tau_1)], \quad t_2 < t < t_3 \\
\dot{R} &= c \sinh[\lambda(t+\tau_1)], \quad \rho = (3\lambda^2/8\pi\, G_N) \\
H &= \lambda \tanh[\lambda(t+\tau_1)], \quad N = N_2(R/R_2)^{53/18} \\
\rho_c &= \rho\,\{\tanh[\lambda(t+\tau_1)]\}^2 \quad \gamma = (R/R_0)^{1/18} \\
\Omega &= 1 + \{\sinh[\lambda(t+\tau_1)]\}^{-2} \\
n &= (2/\pi)^2 (R_2/R_0)^{19/6} (R/R_0)^{-1/18}\, R_0^{-3}.
\end{aligned} \tag{19}$$

Die Konstanten λ und τ_1 sind aus den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned}
\lambda &= \left(\frac{8\pi}{3}\, G_N\, \rho_2\right)^{1/2} = 22984\, s^{-1}\, \gamma_0^3 \\
R_2 &= (c/\lambda)\cosh[\lambda(t_2+\tau_1)]
\end{aligned} \tag{20}$$

zu bestimmen, weil in der exponentiellen Phase die Massendichte konstant bleibt. Da der Radius exponentiell mit der Zeit wächst

$$R \to (c/2\lambda)\exp[\lambda(t+\tau_1)] \quad \text{für} \quad \lambda t \gg 1,$$

ist die Bezeichnung "exponentielle Phase" angemessen. Die Abweichung $\Omega - 1$ vom flachen Raum strebt exponentiell gegen Null.

Die exponentielle Phase endet ($t = t_3$), wenn die lokale kinetische Energie unter Einschluß der Ruheenergie die lokale elektrostatische Energie erreicht

$$\gamma\, \hbar c \kappa = \left(\frac{N}{2\pi^2}\right)^{1/3} \alpha_1\, \frac{\hbar c}{R} \quad \text{für} \quad t = t_3. \tag{21}$$

Es kommt zu Elektron-Elektronstößen und zur Umwandlung in andere Teilchenarten. Das Confinement bricht zusammen. Es stellt sich thermodynamisches Gleichgewicht ein

$$T = T_3 = 0 \to T_3' > 0.$$

Durch Kombination der Gleichungen (19), (20) und (21) erhält man für das Ende der exponentiellen Phase die Relationen

$$\begin{aligned}
&R_0 = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{2/3} \frac{\alpha_1}{2\gamma_0^2 \kappa}, \quad R_2 = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{2/5} \left(\frac{3\alpha_1 c^3}{16\pi G_N \kappa^2}\right)^{9/20} R_0 \\
&R_3 = (2\gamma_0^2)^{27/2} R_2, \quad \gamma_3 = (2\gamma_0^2)^{3/4} \left(\frac{R_2}{R_0}\right)^{1/18} \\
&N_3 = (2\gamma_0^2)^{159/4} N_2, \quad N_2 = 8\left(\frac{R_2}{R_0}\right)^{19/6} \\
&\rho_3 = \rho_2 = \left(\frac{2}{\alpha_1}\gamma_0^2\right)^{159/4} \left(\frac{R_2}{R_0}\right)^{2/9} \frac{\hbar}{c}\, \kappa^4.
\end{aligned} \tag{22}$$

5. Thermische Phasen

Mit der Thermalisierung geht die exponentielle Phase in eine späte thermische Phase (Pionphase) von relativistischen Teilchen über. Damit ist der Anschluß an das Standardmodell gegeben ohne die Schwierigkeiten der frühen thermischen Phasen. In der exponentiellen Phase ergibt sich ohne Modifikation der Einsteingleichung ein kleiner Wert von $\Omega - 1$. Da diese Phase eine kalte Phase ist, können als Nebenprodukt der Elektronenpaarerzeugung $p\bar{p}$-Paare erzeugt werden und wegen der Einpionaustauschkraft kondensieren und zwar getrennt nach Nukleonen und Antinukleonen. Nach der Thermalisierung können sich die homobaryonischen Systeme vergrößern und die heterobaryonischen Systeme weiter entmischen, weil aufgrund des Leidenfrostphänomens die Paarvernichtung in den Überlappzonen die Systeme mit unterschiedlichem Baryonentyp auseinandertreibt. Am Ende der exponentiellen Phase ist eine Baryonenzahl

$$N_{b3} = (M_e/M_p)^3\, N_3 \tag{23}$$

zu erwarten. Die baryonische Massendichte ρ_b wird nach dem Übergang von der letzten thermischen Phase (Photonphase) in die Staubphase bedeutsam. Mit der Gleichung (23) hängt auch das gegenwärtige Verhältnis zwischen Nukleonen- und Photonenzahl zusammen.

Bei der Thermalisierung verhalten sich Radius R und Massendichte ρ stetig. Dadurch sind nicht bloß die Anfangstemperatur T_3' und die Gesamtteilchenzahl N_3', sondern auch die Parameter für die späteren thermischen Phasen bestimmt. Damit hängen alle Parameter der thermischen Phasen und der Staubphase von der Signatur γ_0 der Grundschwankung ab. Sogar die kritische Masse M_{cr} für die Kondensation baryonischer Materie nach der Abkoppelung der elektromagnetischen Hintergrundstrahlung hängt empfindlich von der Zahl $\gamma_0 > 1,618$ ab. Soll die kritische Masse gleich der mittleren Masse von Riesengalaxien (1 bis 2 Billionen Sonnenmassen) sein, so läßt sich zeigen, daß

$$\gamma_0 = 1,90 \pm 0,05$$

gelten muß. In diesem Fall liegt die Anfangstemperatur und damit höchste Temperatur bei $T_3' = 5$ Billionen Kelvin, also weit unterhalb der Aktivierungstemperaturen für exotische Teilchen. Dadurch kommen bloß Neutrinos endlicher Ruhemasse für die dunklen Massen neben der baryonischen Materie in Frage. Eine solche Annahme erscheint aufgrund der Ergebnisse des Super-Kamiokande-Experimentes plausibel. Bei der angegebenen Signatur erhöhen sich in der exponentiellen Phase innerhalb von 0,17 Millisekunden Gesamtteilchenzahl und Weltvolumen um 34 Größenordnungen

$$N_2 = 4 \cdot 10^{60} \to N_3 = 5,5 \cdot 10^{94} \to N_3' = 1,1 \cdot 10^{93}$$
$$V_2 = 0,93 \cdot 10^{12}\,\mathrm{m}^3 \to V_3 = 5,5 \cdot 10^{46}\,\mathrm{m}^3,$$

während die Abweichung vom flachen Raum ($\Omega = 1$) in der gleichen Zeitspanne um 23 Größenordnungen abnimmt

$$\Omega_2 - 1 = 0,38 \to \Omega_3 - 1 = 0,18 \cdot 10^{-23}.$$

Selbst wenn der Kosmos als singularitätenfreie Vakuumschwankung mit einem endlichen Volumen

$$2\pi^2 R_0^3 = 2,5 \cdot 10^{-45}\,\mathrm{m}^3 \quad \text{für} \quad \gamma_0 = 1,9$$

beginnen sollte, so rechtfertigt doch der dramatische Prozeß zwischen linearer Phase und Thermalisierung den Ausdruck “Urknall” oder “big bang”.

6. Ergebnis

Elektronen sind die leichtesten elektrisch geladenen Elementarteilchen. Wird daher eine Vakuumschwankung gegen Paarerzeugung instabil, so erhöht sich in einer linearen Phase die Elektronenzahl von $N_0 = 8$ auf $N_2 = 4 \cdot 10^{60}$. In der Grundschwankung und in der linearen Phase dominieren lokal und global die elektrischen Kräfte. In der exponentiellen Phase dominieren lokal weiter die elektrischen Kräfte (Confinement, Paarerzeugung), während global die Gravitation wirksam ist. In den thermischen Phasen bleibt die Gravitation global dominant, während lokal das thermodynamische Gleichgewicht relativistischer Elementarteilchen die zeitliche Entwicklung der Zustandsgrößen bestimmt.

Die Signatur γ_0 charakterisiert die Anfangsgeschwindigkeit der kollektiven Bewegung einer Vakuumschwankung. Obwohl bei jeder Schwankung alle ladungsartigen Quantenzahlen verschwinden, unterscheiden sich die Schwankungen in ihrer Signatur. Kombiniert man die gegenwärtigen Werte der Hubblekonstante, der Hintergrundstrahlungstemperatur und der Masse von Riesengalaxien, so kann man auf eine Signatur $\gamma_0 = 1,9$ jener Vakuumschwankung schließen, aus der der Kosmos hervorgegangen ist.

Anschrift des Verfassers: Prof. Dr. G. Eder, Institut für Kernphysik der Technischen Universität Wien, Wiedner Hauptstraße 8–10, A-1040 Wien.